

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКИХ РАСПАДОВ ПИОНОВ НА СПЕКТРОМЕТРЕ РИВЕТА

Д. Почанич^а, *Л. П. Алонци*^а, *В. А. Баранов*^б, *В. Бергл*^б,
Ю. М. Быстрицкий^б, *М. А. Бычков*^а, *Е. П. Величева*^б, *В. П. Вольных*^б,
В. А. Калинин^б, *Т. Козловский*^в, *А. С. Коренченко*^б,
С. М. Коренченко^б, *М. Королия*^д, *Н. П. Кравчук*^б, *Н. А. Кучинский*^б,
М. Леман^а, *Д. А. Мжавия*^б, *А. Палладино*^а, *П. Робманн*^е,
А. М. Рождественский^{б, 1}, *О. А. Рондон-Арамайо*^а, *И. Супек*^д, *П. Трюоль*^е,
Э. Фрлех^а, *Н. В. Хомутов*^б, *З. Цамалаидзе*^б, *А. ван дер Шааф*^е

^а Институт ядерной физики и физики частиц, Виргинский университет, Шарлотсвилль, США

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^в Институт П. Шеррера, Виллиген, Швейцария

^в Национальный центр ядерных исследований, Отвоцк, Польша

^д Институт Р. Бошковича, Загреб

^е Институт физики, Университет в Цюрихе, Цюрих, Швейцария

В работе рассматриваются результаты выполнения программы исследований распадов пионов на ускорителе Института П. Шеррера (PSI) с помощью спектрометра РИВЕТА.

Для процесса β -распада пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu(\pi\beta)$ с высокой точностью измерена вероятность $\Gamma(\pi\beta) = [1,036 \pm 0,004 (\text{стат.}) \pm 0,004 (\text{сист.}) \pm 0,003 (\pi^+ \rightarrow e^+ \nu)] \cdot 10^{-8}$, из которой определено значение матричного элемента матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы $V_{ud} = 0,9728(30)$.

На статистике $65 \cdot 10^3$ событий измерена вероятность радиационного распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ (RPD) $B^{\text{exp}} = 73,86(54) \cdot 10^{-8}$ в кинематической области $E_\gamma > 10$ МэВ и $\theta_{e\gamma} > 40^\circ$. Статистический анализ энергетических распределений (E_e , E_γ) в этом распаде дал значения слабых формфакторов пиона $F_V = 0,0258(17)$ и $F_A = 0,0117(17)$. Измерен параметр $a = 0,10(6)$ для зависимости F_V от инвариантной массы q^2 пары $e^+ \nu$ $F_V(q^2) = F_V(0)(1 + a \cdot q^2)$, вычислена поляризация пиона $\alpha_E = 2,78(10) \cdot 10^{-4}$ фм³, и определено время жизни нейтрального пиона $\tau(\pi^0) = (8,5 \pm 1,1) \cdot 10^{-17}$ с.

Для распадов $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ и $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu} \gamma$ завершен набор статистики и ведется ее обработка. Эксперимент PEN ставит своей целью улучшение точности измерения вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ почти на порядок ($5 \cdot 10^{-4}$).

The paper examines the results of the research program at the Paul Scherrer Institute (PSI) accelerator using the PIBETA spectrometer of the decays of pions.

¹E-mail: rozhddest@jinr.ru

For the decay $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu(\pi\beta)$ the decay probability $\Gamma(\pi\beta) = [1.036 \pm 0.004 (\text{stat.}) \pm 0.004 (\text{syst.}) \pm 0.003(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu)] \cdot 10^{-8}$ is measured with a high accuracy, from which the value of the matrix element of the Cabibbo–Kobayashi–Maskawa matrix is determined $V_{ud} = 0.9728(30)$.

Based on a total of $65 \cdot 10^3$ events, the radiation decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ branching ratio for the kinematic region $E_\gamma > 10$ MeV and $\theta_{e\gamma} > 40^\circ$ is measured to be $B^{\text{exp}} = 73.86(54) \cdot 10^{-8}$. Statistical analysis of the measured (E_e , E_γ) energy distributions results in the weak form factor values of $F_V = 0.0258(17)$ and $F_A = 0.0117(17)$. We have measured $a = 0.10(6)$ for the dependence of F_V on the $e^+ \nu$ pair invariant mass q^2 , parameterized as $F_V(q^2) = F_V(0)(1 + a \cdot q^2)$. We also derive the pion polarizability $\alpha_E = 2.78(10) \cdot 10^{-4}$ fm³ and the neutral pion lifetime $\tau(\pi^0) = (8.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-17}$ s.

For the decays $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ and $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu} \gamma$, data acquisition is completed and data processing is under way. The PEN experiment is aimed at improving the measurement accuracy of the $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ decay probability by almost an order of magnitude ($5 \cdot 10^{-4}$).

PACS: 13.20.-v; 13.20.Cz; 14.40.Be

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших целей исследований в физике элементарных частиц является определение пределов применимости Стандартной модели (СМ) и поиск явлений, выходящих за ее рамки и свидетельствующих тем самым о наличии «новой физики». В свете последних достижений в нейтринном секторе лептонная универсальность и свойства лептонов в целом приобретают новое значение. Создание ускорителей на все более высокие энергии всегда преследовало и эту цель.

Другой путь для достижения тех же целей состоит во все более точном изучении известных, в том числе очень редких, процессов и в поиске распадов, запрещенных в СМ. Благодаря простой динамике, небольшому количеству доступных каналов распада и чрезвычайно хорошо контролируемым радиационным и петлевым поправкам распады пионов и мюонов являются высокочувствительным средством для изучения деталей и пределов основных симметрий. К таким исследованиям относится, в частности, прецизионное измерение вероятности очень редкого β -распада заряженного пиона на нейтральный пион, позитрон и нейтрино $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e(\pi\beta)$ и распада $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ (PEN), а также параметров радиационного распада заряженных пионов $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$ (RPD) и мюонов $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma$ (RMD).

Главная цель прецизионного исследования β -распада пиона, который идет с вероятностью порядка $\text{BR} \sim 10^{-8}$, — точное измерение вероятности распада и, соответственно, матричного элемента V_{ud} . Это позволяет провести тест Стандартной модели, проверяя унитарность матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ).

Изучение радиационного распада пиона позволяет получить информацию о структуре пиона (аксиальный и аксиально-векторный формфакторы). Использование предсказаний киральной пертурбационной теории дает возможность получить значение поляризуемости заряженного пиона, а из закона сохранения векторного тока (CVC) и время жизни нейтрального пиона. А также дать ограничение на вклад тензорного взаимодействия.

Прецизионное измерение вероятности распада положительного пиона на позитрон и нейтрино ($\text{BR} \sim 10^{-4}$) позволяет сблизить точность экспериментальных результатов и теоретических расчетов, отличающихся в настоящее время на порядок. Это даст возможность проверить с высокой точностью Стандартную модель и μ - e -универсальность, дать

ограничения на массы гипотетических частиц, таких как псевдоскалярные лептокварки, векторные лептокварки, массивные нейтрино и др.

Таким образом, эксперимент PIBETA по изучению β -распада пиона положил начало последовательности прецизионных измерений редких распадов пионов и мюонов в Институте П. Шеррера (PSI, Швейцария) на спектрометре PIBETA.

1. СПЕКТРОМЕТР PIBETA

Для выполнения программы изучения редких распадов пионов и мюонов международной коллаборацией физиков США, ОИЯИ, Швейцарии, Польши, Хорватии и Грузии был создан широкоапертурный немагнитный спектрометр PIBETA [1–4], оптимизированный для регистрации фотонов и электронов в энергетическом диапазоне 5–150 МэВ.

Спектрометр PIBETA, изначально созданный для эксперимента по изучению β -распада заряженного пиона, включал в себя следующие главные элементы (рис. 1):

- 1) пучковый счетчик BC, два цилиндрических активных коллиматора AC₁ и AC₂, активный замедлитель AD и активную мишень AT для остановки пионов;
- 2) цилиндрические пропорциональные камеры (MWPC₁ и MWPC₂) для детектирования заряженных частиц;
- 3) сегментированные сцинтиляционные счетчики цилиндрического годоскопа быстрого запрета и идентификации частиц PV, расположенные вокруг MWPC;
- 4) сегментированный быстрый ливневый калориметр CsI с высоким разрешением, имеющий шарообразную форму с отверстиями по оси пучка, через которые входит пучок пионов и выводятся световые и электрические сигналы от детекторов, расположенных в центре шара;
- 5) счетчики «космического вето» вокруг установки для подавления фона от космических лучей (не показаны).

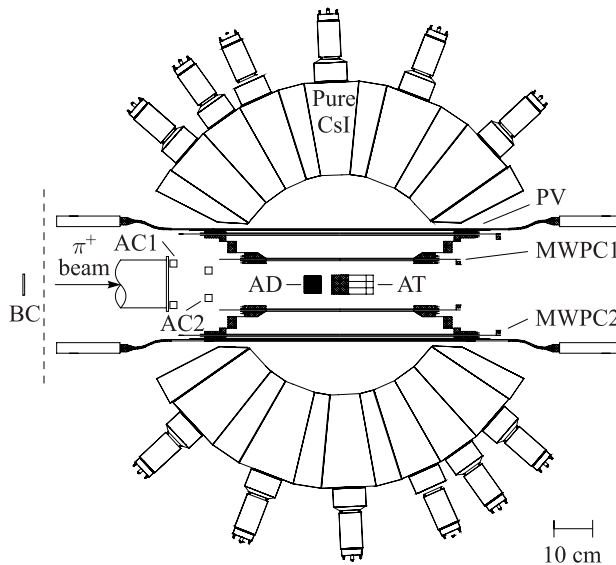


Рис. 1. Схема спектрометра PIBETA для изучения β -распада пиона (2004 г.)

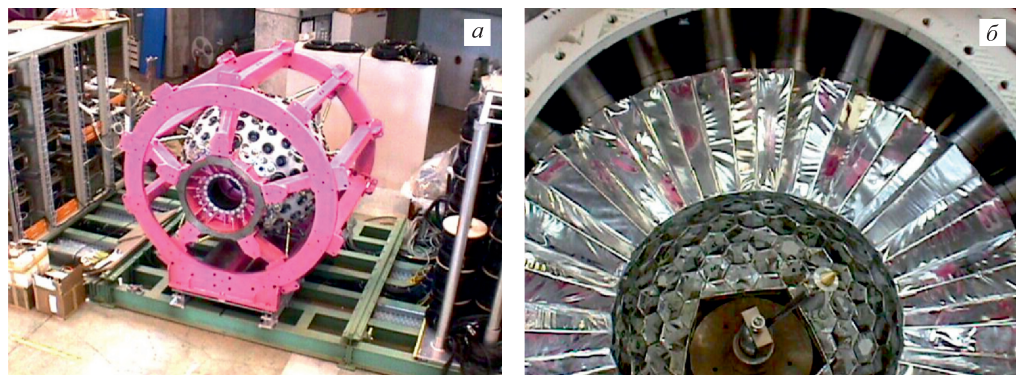


Рис. 2. Калориметр на платформе (а) и часть сферы (видны кристаллы внутри сферы) крупным планом (б)

Электромагнитный калориметр является основным детектором спектрометра (рис. 2). Он сделан из кристаллов чистого CsI [5, 6]. Его характеристики: телесный угол регистрации $\sim 0,77 \cdot 4\pi$; временное разрешение $\sim 0,68$ нс; энергетическое разрешение $\sim 4\text{--}5\%$. Общий вес кристаллов чистого CsI 1,6 т. Установка включает 240 усеченных гексагональных и пентагональных пирамид. Длина кристаллов CsI составляет 22 см, что эквивалентно 12 радиационным длинам. Радиус внешней сферической поверхности калориметра равен 48 см.

Использование быстрых (время высвечивания 7 нс и 35 нс) счетчиков из чистого CsI обеспечило уникальные свойства спектрометра и позволяет работать в условиях высокой интенсивности остановок пионов.

Для подавления случайных совпадений, связанных с высокой интенсивностью остановок пионов в мишени (до $2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$), требуется высокое двухтрековое разрешение для заряженных частиц. Для электромагнитного калориметра с его размерами, геометрией и сегментацией возможности многоливневого разрешения ограничены примерно $0,004 \cdot 4\pi$ по телесному углу.

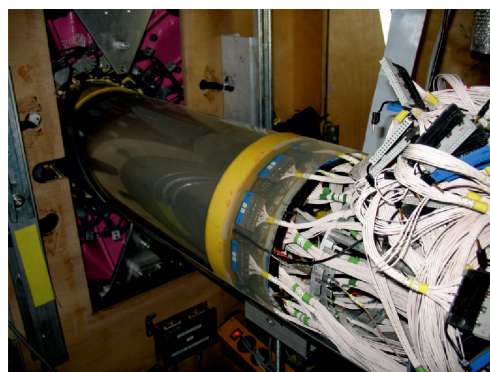


Рис. 3. Сборка цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер перед установкой в спектрометр

С целью повышения многотрекового разрешения в ЛЯП ОИЯИ был создан трековый детектор в виде двух «безмассовых» (радиационная длина 1,442 и 1,959 соответственно) многопроволочных цилиндрических пропорциональных камер с соответствующей электроникой [7–9] (рис. 3).

Эти камеры обеспечивают измерение координат $r\text{--}\varphi$ и z (вдоль проволочки) треков электронов с высокой эффективностью регистрации $> 98\%$ при высоких нагрузках (более 10^7 с^{-1}), а временное разрешение меньше 25 нс, и обладают малым количеством вещества для уменьшения вероятности конверсии γ -кванта в e^+e^- -пару [8]. Общее число каналов регистрации камер: 576 анодных и 640 катодных.

Сегментированные сцинтиляционные счетчики цилиндрического годоскопа быстрого запрета и идентификации частиц PV, расположенные вокруг MWPC в комбинации с последними, обеспечивают эффективную регистрацию заряженных частиц с прецизионной временной точностью $\pm 0,3$ нс.

Спектрометр PIVETA установлен в PSI на пионном пучке $\pi E1$ [10]. Вторичные частицы из мишени, после распада остановившихся в ней пионов, регистрируются цилиндрическими пропорциональными камерами, годоскопом и калориметром.

Мишень, замедлитель, коллиматоры называются активными, поскольку изготовлены из пластического сцинтиллятора и сигналы с них снимаются с помощью ФЭУ.

Триггер установки PIVETA обеспечивает одновременную регистрацию различных процессов, происходящих в детекторе и отличающихся друг от друга временными, энергетическими или логическими параметрами. Всего было задействовано 12 вариантов триггера. Они обеспечивали регистрацию одиночных событий, а также двойных совпадений сигналов в калориметре отдельно с низким и с высоким уровнем выделяемой в кристаллах энергии. При этом разделялись события, совпадающие с моментом остановки пиона в мишени, и события, задержанные относительно этого момента. Был организован канал тройных совпадений, а также канал регистрации случайных, ни с чем не связанных сигналов в детекторе (космика). Имелась возможность выдавать в общий триггер не каждый сигнал, возникающий в отдельном конкретном канале, а только один из 2^n поступивших сигналов («пересчитанный» в 2^n раз триггер).

2. β -РАСПАД ПИОНА

β -распад пиона аналогичен сверхразрешенному чистому ферми-переходу в ядерных β -распадах ($0^+ - 0^+$), однако он является уникальным, потому что в нем участвуют только легкие адроны. Измерение вероятности β -распада пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ дает возможность изучения слабого $u-d$ -смешивания кварков и проверки унитарности матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ). Прецизионное измерение V_{ud} проверяет кварк-лептонную универсальность и, таким образом, касается некоторых аспектов физики за пределами минимальной Стандартной модели (СМ) [11–13].

Согласно Стандартной модели для матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

должно выполняться правило $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$.

Экспериментальные трудности изучения β -распада заряженных пионов возникают из-за очень малой вероятности распада на уровне 10^{-8} . Впервые β -распад пиона наблюдался в ЛЯП ОИЯИ в 1962 г. группой Ю.Д. Прокошкина [14]. Было зарегистрировано четыре события. Этот эксперимент стал первым подтверждением закона CVC, впервые сформулированного С.С. Герштейном и Я.Б. Зельдовичем [15] в 1956 г., и вызвал серию измерений β -распада пиона, проведенных в различных лабораториях. В табл. 1 представлены основные эксперименты по исследованию β -распада заряженных пионов.

Таблица 1. Эксперименты по измерению распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$

Эксперимент	Год	Статистика	Публикация
ОИЯИ	1962	4	[14]
ЦЕРН	1963	52	[16]
Columbia University	1964	36	[17]
ОИЯИ	1965	43	[18]
Carnegie Tech Synchrocyclotron	1965		[19]
Lawrence Radiation Laboratory	1965	38	[20]
ЦЕРН	1968	332	[21]
LAMPF	1985	1224	[22]
PSI (PIBETA)	2004	$64 \cdot 10^3$	[23]

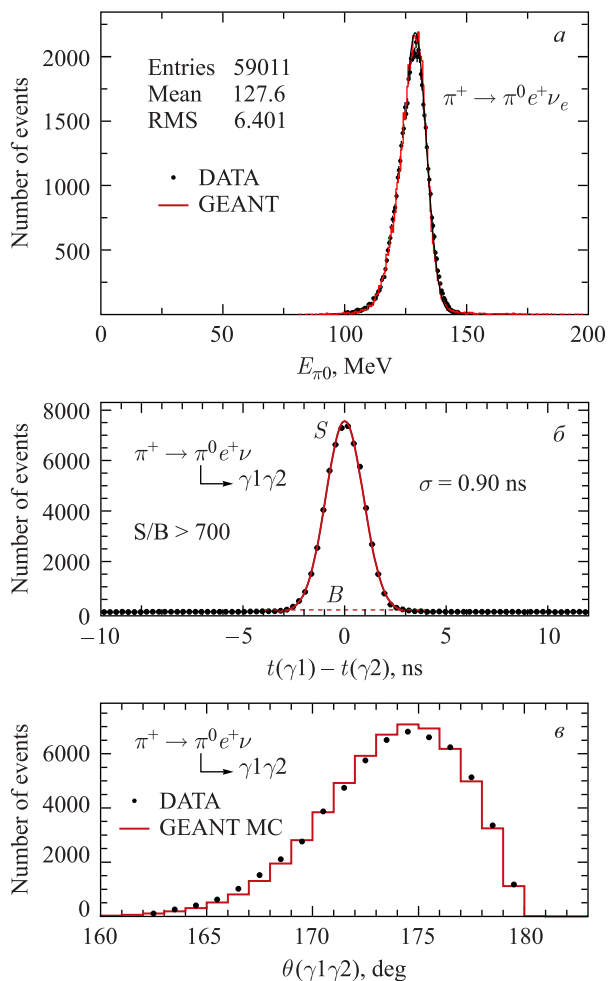


Рис. 4. Энергетический спектр π^0 (а), распределение разности по времени регистрации γ -квантов от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (б) и распределение по углу между ними (в)

Так как в выражение для определения вероятности β -распада заряженного пиона входит V_{ud} -матричный элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, то прецизионное измерение вероятности распада позволяет получить значение матричного элемента V_{ud} с хорошей точностью, что, в свою очередь, дает возможность провести тест Стандартной модели, проверяя унитарность матрицы СКМ.

Для изучения β -распада заряженных пионов на установке PIBETA в 1999–2001 гг. был осуществлен набор данных [23]. В эксперименте использовался пучок пионов с импульсом 113,4 МэВ/с, $\Delta P/P = 1,3\%$ (FWHM) и номинальной интенсивностью $1,4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ при токе ускорителя 1,7 мА. Достигнув детектора с относительно высоким импульсом, пионы попадают в активный замедлитель, который уменьшает их среднюю кинетическую энергию с 40,3 до 27,6 МэВ. Выбор импульса пучка определяется необходимостью хорошего разделения пионов, позитронов и мюонов в пучке по времени пролета.

За все время набора статистики было зарегистрировано $64 \cdot 10^3$ событий при всей предыдущей мировой статистике 1770. Регистрация остановившихся в мишени и распавшихся по каналу $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ пионов производилась по распаду $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. При этом разлетающиеся под углом $\sim 176^\circ$ γ -кванты детектировались в сферическом электромагнитном калориметре. На рис. 4 показаны измеренные энергетический спектр π^0 , временное и угловое распределение γ -квантов в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Для нормировки вероятности процесса β -распада пиона использовался распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$.

В результате получено новое значение относительной вероятности β -распада пиона, $\Gamma(\pi\beta) = [1,036 \pm 0,004 \text{ (стат.)} \pm 0,004 \text{ (сист.)} \pm 0,003(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu)] \cdot 10^{-8}$ (третья ошибка связана с неопределенностью в значении вероятности распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$), с точностью почти на порядок большей, чем была известна ранее. Это значение находится в согласии со Стандартной моделью и законом сохранения векторного тока.

Важным результатом, извлеченным из набранной статистики, является значение матричного элемента V_{ud} матрицы СКМ $V_{ud}(\text{PIBETA}) = 0,9728(30)$, что, в пределах ошибки, совпадает с приведенным в PDG значением $V_{ud}(\text{PDG}) = 0,97417(21)$ [24].

Полученный результат представляет собой наиболее строгую проверку универсальности CVC и Кабиббо в мезонном секторе. Актуальность дальнейшего продолжения эксперимента снимается результатами эксперимента E865 в BNL [25] и последующей перенормировкой V_{us} , что устранило давний $(2-3)\sigma$ дефицит в унитарности матрицы СКМ.

3. РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД ПИОНА

Впервые радиационный распад пиона $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ (RPD) наблюдался в 1963 г. [26]. До 1990 г. было проведено еще несколько экспериментов [27–30], а общее число зарегистрированных событий RPD во всех этих экспериментах составило около 1300. В табл. 2 приведена статистика, набранная в экспериментах.

Интерес к радиационному распаду пиона обусловлен рядом причин. Во-первых, в этом распаде можно изучать как векторный, так и аксиально-векторный слабые адронные токи, дающие вклад в амплитуду распада пиона. Во-вторых, параметры этого распада приобретают фундаментальное значение в силу того, что пион является простейшим адроном. RPD можно также рассматривать как источник информации о структуре пиона. Диаграммы, описывающие этот распад, показаны на рис. 5.

Таблица 2. Эксперименты по изучению радиационного распада пиона

Эксперимент	Год	Статистика	Публикация
ЦЕРН	1963	143	[26]
Lawrence Berkeley Laboratory	1978	226	[27]
PSI	1986	653	[28]
LAMPF	1986	179	[29]
ИЯИ РАН (ИСТРА)	1990	83	[25]
PSI (PIBETA)	2004	$42 \cdot 10^3$	[31]
PSI (PIBETA)	2009	$65 \cdot 10^3$	[32]

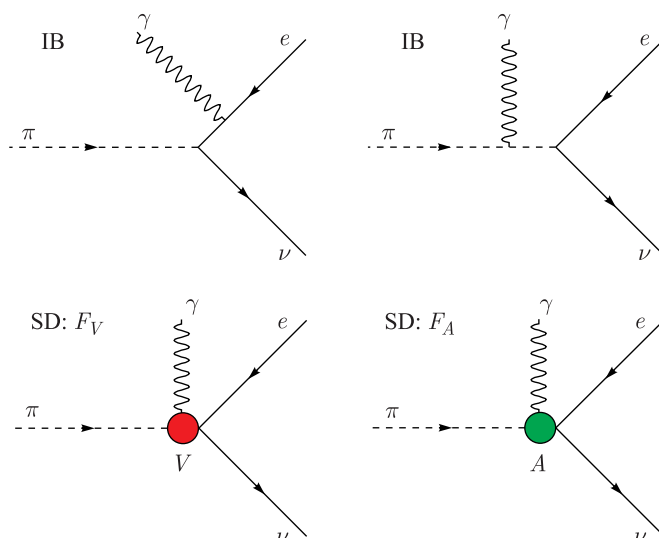


Рис. 5. Стандартные диаграммы внутреннего тормозного излучения и структурно-зависимой части для радиационного распада пиона

В стандартном описании амплитуда распада состоит из внутреннего тормозного излучения (IB), структурно-зависимых (SD^{\pm}) и интерференционных членов [33]. При этом тормозное излучение сильно подавлено вследствие малой массы электрона. Функции SD параметризуются векторным F_V и аксиально-векторным F_A формфакторами.

Длительное время RPD рассматривался как уникальная система для изучения физики за рамками Стандартной модели. Это было связано с тем, что в эксперименте ИСТРА [30], в котором исследовался радиационный распад отрицательных пионов на лету, в результате анализа полученных экспериментальных данных было сделано заключение, что общий выход RPD примерно на 30 % меньше ожидаемого. Такой малый выход нельзя было объяснить радиационными поправками, поэтому было высказано предположение, что такая аномалия может быть вызвана наличием дополнительного тензорного тока в амплитуде, характеризуемого тензорным формфактором F_T [34, 35].

Теоретические предсказания значений формфакторов являются модельно-зависимыми. В соответствии с гипотезой сохранения векторного тока (CVC) векторный формфактор F_V , определяемый массой и временем жизни π^0 -мезона [15, 36, 37], равен $255(3) \cdot 10^{-4}$

(время жизни π^0 -мезона $(8,52 \pm 0,18) \cdot 10^{-17}$ с [24]). Вычисления в рамках киральной пертурбативной теории определяют значение F_A в интервале 0,010–0,012 [38–41].

Набор статистики для изучения радиационного распада пиона осуществлялся одновременно с набором данных для изучения β -распада пиона в 1999–2000 гг., а также в рамках отдельного эксперимента в 2004 г. Интенсивность остановок пионов в мишени в 1999–2000 гг. была $\sim 8 \cdot 10^5$ с $^{-1}$ [23]. С целью получения более качественных данных был предложен и в 2004 г. проведен новый эксперимент [42], в котором интенсивность остановок в мишени была уменьшена в восемь раз. Всего было зарегистрировано $65 \cdot 10^3$ событий радиационного распада пиона.

В соответствии с кинематикой распада для анализа отбирались события, расположенные в трех кинематических областях (по энергиям позитрона E_e , γ -кванта E_γ и углу между ними $\theta_{e\gamma} > 40^\circ$):

- I: $E_e \geq 51,7$ МэВ, $E_\gamma \geq 51,7$ МэВ;
- II: $E_e = (20-51,7)$ МэВ, $E_\gamma \geq 55,6$ МэВ;
- III: $E_e \geq 55,6$ МэВ, $E_\gamma = (20-51,7)$ МэВ.

На рис.6 показаны распределения событий по кинематической переменной $\lambda = (2E_e/m_\pi) \sin^2(\theta_{e\gamma}/2)$ для областей I и II (рис.а) и по энергии E_γ для областей I и III (б). Сплошная линия — результат моделирования с лучшими значениями F_V , F_A и a

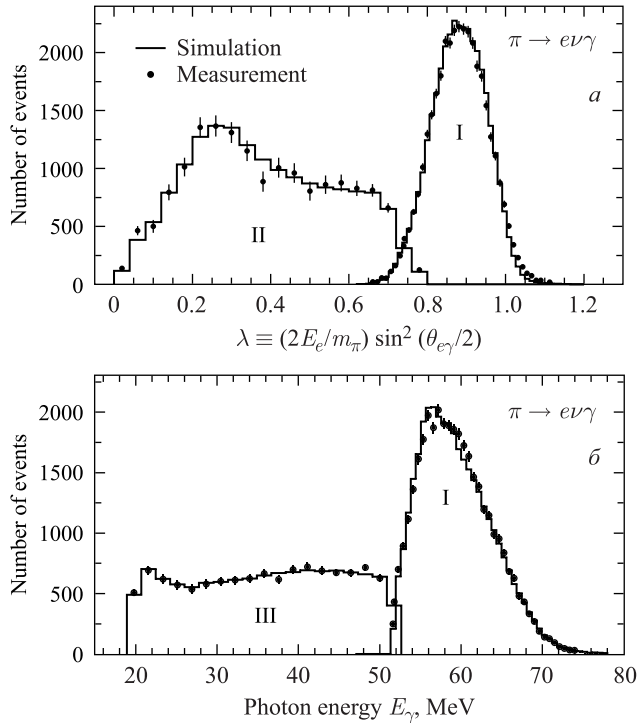


Рис. 6. Распределение событий распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ по кинематической переменной $\lambda \equiv (2E_e/m_\pi) \sin^2(\theta_{e\gamma}/2)$ в областях I и II (а) и энергии γ -квантов для областей I и III (б). Сплошная линия — результат моделирования с лучшими значениями F_V , F_A и a

(рис. б). В обоих случаях фон вычитался. Моделирование проводилось с использованием программы GEANT3 [43]. В результате обработки экспериментальных данных было реконструировано $(35948 \pm 194)(0,54\%)$ событий в области I, $(16246 \pm 331)(2\%)$ событий в области II и $(13263 \pm 161)(1,2\%)$ событий в области III.

Предполагалось, что аксиально-векторный формфактор пиона линейно зависит от инвариантной массы q^2 пары $e^+\nu$ [44]:

$$F_V = F_V(0)(1 + a \cdot q^2) \text{ и } F_A(q) = F_A(0), \quad q^2 = 1 - (2E\gamma/m_\pi).$$

Значения формфакторов, параметра a , относительной вероятности радиационного распада пиона были вычислены путем минимизации методом χ^2 разницы сумм квадратов экспериментальных и вычисленных относительных вероятностей с использованием программы MINUIT [45].

При фиксированном значении $F_V = 0,0259$ было получено значение аксиального формфактора $F_A = 0,0119(1)$. В случае, когда параметры F_A , F_V и a оставались свободными, были получены следующие значения: аксиальный формфактор $F_A = 0,0117(17)$, векторный формфактор $F_V = 0,0258(17)$, параметр $a = 0,10(6)$.

Отметим, что результаты, полученные при анализе экспериментальных данных, согласуются с предсказаниями СМ. Полученное значение аксиального формфактора $F_A = 0,0117(17)$ согласуется со значением аксиального формфактора, полученного в рамках киральной теории [38–41]. Подставляя в формулу для вычисления векторного формфактора в SVC полученное при минимизации значение $F_V = 0,0258(17)$, можно вычислить время жизни нейтрального пиона $\tau(\pi^0) = (8,5 \pm 1,1) \cdot 10^{-17}$ с.

Исходя из полученных значений формфакторов в рамках киральной теории в первом приближении [46] было вычислено значение электрической поляризуемости заряженного пиона $\alpha_E = 2,78(10) \cdot 10^{-4}$ фм³. Более точное значение α_E будет получено после оценки модельно-зависимых поправок, связанных с массой пиона по формуле Терентьева [47]:

$$\alpha_E - \beta_\pi = \alpha / (2\pi F_\pi)^2 M_\pi F_A / F_V \{1 + O(M_\pi^2)\}.$$

Важным результатом работы стало то, что для описания экспериментальных данных не потребовался вклад от тензорного взаимодействия. Соответственно, было получено ограничение на величину тензорного формфактора $-5,2 \cdot 10^{-4} < F_T < 4,0 \times 10^{-4}$ (90% CL).

4. РАСПАД $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$

Завершающим этапом исследований на установке RIBETA стало исследование распада пиона на позитрон и нейтрино $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ в рамках эксперимента PEN.

Отношение вероятностей распадов пиона $R_{e/\mu} = \Gamma(\pi \rightarrow e\nu(\gamma)) / \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu(\gamma))$ примечательно в том отношении, что оно не зависит в главном приближении от констант теории и определяется только массами частиц. Малая величина этого отношения свидетельствует об отсутствии вклада скалярного варианта в слабом взаимодействии и служит проверкой μ - e -универсальности.

С другой стороны, это отношение является спирально подавленным в СМ вследствие $V-A$ -структуры констант заряженного тока и поэтому является чувствительным ко всем

расширениям СМ: псевдоскалярному взаимодействию [48], нарушению лептонной универсальности [49], вкладам к полулептонным распадам, появляющимся в Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) [50]. Эти эффекты ожидаются в области $\Delta R_{e/\mu}/R_{e/\mu} \leq (10^{-4} - 10^{-2})$, и существует реальный шанс обнаружить их или установить пределы на их значения в экспериментах PiENu (TRIUMF) [51] и PEN (PSI) [52], в которых планируется увеличить точность измерения $R_{e/\mu}$.

В настоящее время отношение вычислено с хорошей точностью теоретически, а также измерено экспериментально. Наиболее точные теоретические вычисления сделаны в рамках СМ:

$$R_{e/\mu} = \begin{cases} (1,2352 \pm 0,0005) \cdot 10^{-4}, \\ (1,2354 \pm 0,0002) \cdot 10^{-4} \end{cases} [54, 55]$$

и в рамках киральной теории возмущений $R_{e/\mu} = (1,2352 \pm 0,0001) \cdot 10^{-4}$ [56].

В экспериментах до 2015 г. были получены следующие значения отношения вероятностей распада:

$$R_{e/\mu}^{\text{exp}} = (1,2265 \pm 0,0034 \text{ (стат.)} \pm 0,0044 \text{ (сист.)}) \cdot 10^{-4} [57],$$

$$R_{e/\mu}^{\text{exp}} = (1,2346 \pm 0,0035 \text{ (стат.)} \pm 0,0036 \text{ (сист.)}) \cdot 10^{-4} [58].$$

В 2015 г. был завершен эксперимент PiENu, в котором получена точность измерения $R_{e/\mu} \Delta R_{e/\mu}/R_{e/\mu} \leq 1 \cdot 10^{-3}$ [53]. В эксперименте PEN планируется достичь $\Delta R_{e/\mu}/R_{e/\mu} \leq 5 \cdot 10^{-4}$.

Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ впервые наблюдался в 1959 г. с помощью магнитного спектрометра с двойной фокусировкой на пучке пионов фазотрона в Чикаго [59]. В табл. 3 перечислены эксперименты по изучению этого распада.

Относительная вероятность распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ на 3–4 порядка больше, чем исследованные ранее распады ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$). Однако в связи с тем, что измерения носят абсолютный характер и производятся с очень высокой точностью, была проведена модернизация установки PIBETA.

Импульс пучка был уменьшен до $\sim 75\text{--}78$ МэВ/с. Вследствие изменения кинетической энергии пионов с ~ 40 до ~ 20 МэВ сечение сильных взаимодействий в замедлителе и мишени и, соответственно, фон от этих взаимодействий уменьшается более чем на порядок. В связи с уменьшением энергии пионов соответственно уменьшена толщина активного замедлителя и мишени. Уменьшение толщины замедлителя влечет дополнительное уменьшение фона от сильных взаимодействий в несколько раз. Важным следствием уменьшения энергии пучка пионов является также уменьшение энерговыделения пионов при торможении в мишени до остановки. Это существенно увеличивает

Таблица 3. Эксперименты по изучению распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$

Эксперимент	Год	Статистика	Публикация
Enrico Fermi Institute, Chicago	1960		[59]
Columbia University	1964	11K	[60]
TRIUMF	1986	32K	[61]
TRIUMF	1992	190K	[57]
PSI	1993	120K	[58]
TRIUMF (PiENu)	2015	4 000K	[53]
PSI (PEN)	2017	22 800K	[52]

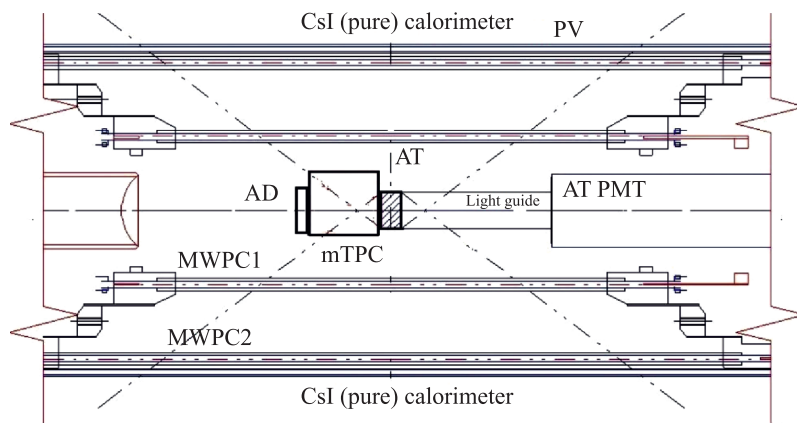


Рис. 7. Модернизированный спектрометр RIBETA/PEN. Показаны основные элементы в области мишени

надежность дискриминации событий распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ от последовательности распадов $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ в мишени, так как в этой последовательности характерным является сигнал от мюона с энергией ~ 4 МэВ, возникающий при распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$. Очевидно, что при уменьшении величины сигнала от остановки пиона сигнал от мюона выделяется намного более четко.

Одной из особенностей спектрометра при измерении распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ является использование камеры mTPC [62] для определения координат попадающего в мишень пиона (рис. 7).

Это позволяет:

- вести мониторинг распределения остановок π^+ и μ^+ в мишени, что необходимо для вычисления акцептанса детектора;
- восстанавливать вершины распада пиона в активной мишени и проводить коррекцию потерь энергии π^+ , μ^+ и e^+ с учетом неоднородности светосбора в активной мишени;
- восстанавливать длину трека e^+ в мишени с целью определения потерь энергии e^+ для каждого отдельного события;
- исключать события с π^+ и μ^+ , которые распались на лету.

Камера mTPC располагается перед мишенью AT. Конструкция детектора позволяет измерять координаты XY в четырех точках вдоль трека, внося минимум дополнительного вещества вдоль пучка.

Всего в эксперименте остановлено $3,75 \cdot 10^{11}$ пионов и зарегистрировано $22,8 \cdot 10^6$ распадов $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$, что соответствует статистической ошибке $< 5 \cdot 10^{-4}$. В настоящее время завершается обработка полученных данных. На этих же данных проводится изучение радиационного распада мюона $\mu^+ \rightarrow e^+\nu\bar{\nu}\gamma$ на статистике 10^6 событий.

Мюонный распад, чистый электрослабый процесс с участием только лептонов, играет особую роль в Стандартной модели как процесс, используемый для калибровки слабого взаимодействия. Его точное теоретическое описание с помощью так называемых параметров Мишеля дает возможность ограничить возможные вклады за пределами $V-A$ варианта СМ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах на спектрометре PIBETA, работавшем на уникальных пучках мезонной фабрики в PSI с 1999 г., было набрано рекордное число событий редких распадов пионов и мюонов.

Процесс β -распада пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ был исследован на статистике $64 \cdot 10^3$ событий. В результате эксперимента была измерена вероятность распада $\Gamma(\pi\beta) = [1,036 \pm 0,004 \text{ (стат.)} \pm 0,004 \text{ (сист.)} \pm 0,003(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu)] \cdot 10^{-8}$. Это позволило вычислить значение матричного элемента матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы $V_{ud} = 0,9728(30)$. Прецизионное измерение V_{ud} важно для проверки кварк-лептонной универсальности.

В следующем эксперименте на этой установке было получено $65 \cdot 10^3$ событий радиационного распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$. Измерена вероятность этого распада в кинематической области $E_\gamma > 10$ МэВ и $\theta_{e\gamma} > 40^\circ$: $B^{\text{exp}} = 73,86(54) \cdot 10^{-8}$. Изучение экспериментальных распределений позволило определить значения слабых формфакторов пиона $F_V = 0,0258(17)$ и $F_A = 0,0117(17)$. Для линейной зависимости F_V от инвариантной массы q^2 пары $e^+ \nu$ $F_V(q^2) = F_V(0)(1 + a \cdot q^2)$ вычислена величина параметра $a = 0,10(6)$. Получено ограничение на вклад тензорных взаимодействий: $-5,2 \cdot 10^{-4} < F_T < 4,0 \cdot 10^{-4}$ (90% CL), где F_T — тензорный формфактор.

Измеренные значения формфакторов позволяют попутно вычислить такие величины, как поляризация заряженного пиона $\alpha_E = 2,78(10) \cdot 10^{-4}$ фм³ и время жизни нейтрального пиона $\tau(\pi^0) = (8,5 \pm 1,1) \cdot 10^{-17}$ с.

В эксперименте PEN по изучению распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ получена статистика 22 800К таких событий. Целью эксперимента является улучшение точности измерения вероятности распада почти на порядок ($5 \cdot 10^{-4}$). Набор событий завершен, и ведется обработка. На полученных данных проводится также анализ радиационного распада мюона $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu} \gamma$ (10^6 событий) и повторный анализ радиационного распада пиона.

Работа была поддержана РФФИ (грант 08-02-00652а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A Precise Measurement of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ Decay Rate. Experiment at PSI R-89-01. Villigen: Paul Scherrer Institute, 1989.
2. <http://pibeta.phys.virginia.edu>
3. Frlež E. et al. (PIBETA Collab.). Design, Commissioning and Performance of the PIBETA Detector at PSI // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 526. P. 300–347.
4. Баранов В. А. и др. (колл. PIBETA). Спектрометр PIBETA для изучения редких и запрещенных распадов мюонов и пионов // ПТЭ. 2005. Т. 48, № 2. С. 39–48.
5. Woody C. L., Levy P. W., Kierstead J. A., Skwarnicki T., Sobolewski Z., Goldberg M., Horwitz N., Souder P., Anderson D. F. Readout Techniques and Radiation Damage of Undoped Cesium Iodide // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. V. 37, No. 2. P. 492–499.
6. Frlež E., Supek I., Assamagan K. A., Bronnimann C., Flugel T., Krause B., Lawrence D. W., Mzavia D., Pocanic D., Renker D., Ritt S., Slocum P. L., Soic N. Cosmic Muon Tomography of Pure Cesium Iodide Calorimeter Crystals // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 57–85.
7. Кравчук Н. П. Цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры в физических экспериментах (ОИЯИ, PSI) // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 5. С. 1244–1278.

8. *Karpukhin V. V., Kisel I. V., Korenchenko A. S., Korenchenko S. M., Kravchuk N. P., Kuchinsky N. A., Khomutov N. V., Ritt S.* Cylindrical Multiwire Proportional Chambers for the PIBETA Detector // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1998. V. 418, No. 2–3. P. 306–313.
9. *Кучинский Н. А., Сидоркин В. В., Солин А. В.* Модуль КАМАК на 32 канала для считывания информации с пропорциональных камер // *ПТЭ.* 2008. Т. 49, № 6. С. 29–31.
10. *PSI Users' Guide: Accelerators Facilities.* Villigen: Paul Scherrer Institute, 1994.
11. *Cabibbo N.* Unitary Symmetry and Leptonic Decay // *Phys. Rev. Lett.* 1963. V. 10. P. 531–532.
12. *Feynman R. P., Gell-Mann M.* Theory of the Fermi Interaction // *Phys. Rev.* 1958. V. 109, No. 1. P. 193–198.
13. *Kobayashi M., Maskawa T.* CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // *Prog. Theor. Phys.* 1973. V. 49, No. 2. P. 652–657.
14. *Дунайцев А. Ф., Петрухин В. И., Прокошкин Ю. Д., Рыкалин В. И.* Экспериментальная оценка вероятности β -распада π^+ -мезона // *ЖЭТФ.* 1962. Т. 42, вып. 2. С. 632–635;
Дунайцев А. Ф., Петрухин В. И., Прокошкин Ю. Д., Рыкалин В. И. О вероятности распадов $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ и $\pi^+ \rightarrow \gamma + e^+ + \nu$ // Там же. Вып. 5. С. 1421–1424;
Dunaitsev A. F., Petrukhin V. I., Prokoshkin Yu. D., Rykalin V. I. Check of the Conserved Vector Current Hypothesis // *Phys. Lett.* 1962. V. 1. P. 138–140;
Dunaitsev A. F., Petrukhin V. I., Prokoshkin Yu. D., Rykalin V. I. Experimental Evaluation of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ Decay Probability // *Nuovo Cim.* 1962. V. 3. P. 1609–1613.
15. *Герштейн С. С., Зельдович Я. Б.* О мезонных поправках в теории β -распада // *ЖЭТФ.* 1955. Т. 29, вып. 5. С. 698–699.
16. *Depommier P., Heintze J., Rubbia C., Soergel V.* Further Measurements of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$ Decay Rate // *Phys. Lett.* 1963. V. 5, No. 1. P. 61–63.
17. *Bartlett D., Devons S., Meyer S. L., Rosen J. L.* Measurement of the Rates of the Decay $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ Capture in LiH, CH₂ and CH // *Phys. Rev.* 1964. V. 136, No. 5B. P. 1452–1463.
18. *Дунайцев А. Ф., Петрухин В. И., Прокошкин Ю. Д., Рыкалин В. И.* Бета-распад пиона // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 47, вып. 1. С. 84–91.
19. *Bertram W. K., Meyer D. I., Carrigan R. A.* Measurement of the Branching Ratio: $R = [(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)/(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu)]$ // *Phys. Rev.* 1965. V. 139, No. 3B. P. 617–625.
20. *Bacastow R. B., Ghesquiere C., Wiegand C. E., Larsen R. R.* Measurement of Pion Beta-Decay Branching Ratio // *Ibid.* No. 2B. P. 407–418.
21. *Depommier P. P., Duclos J., Heintze J., Kleinknecht K.* A Measurement of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ Decay Rate // *Nucl. Phys. B.* 1968. V. 4. P. 189–225.
22. *McFarlane W. K., Auerbach L. B., Gaille F. C., Highland V. L., Jastrzemski E., Macek R. J., Cverna F. H., Hoffman C. M., Hogan G. E., Morgado R. E., Pratt J. C., Werbeck R. D.* Measurement of the Rate for Pion Beta Decay // *Phys. Rev. D.* 1985. V. 32. P. 547–565.
23. *Počanić D. et al. (PIBETA Collab.).* Precise Measurement of the $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 181803(4).
24. *Patrignani C. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // *Chin. Phys. C.* 2016. V. 40. P. 100001 (and 2017 update <http://pdg.lbl.gov>).
25. *Sher A. et al. (Collab. E865).* High Statistics Measurement of the $K^0 \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \bar{\nu}$ Branching Ratio // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 261802(4).
26. *Depommier P., Heintze J., Rubbia C., Soergel V.* Further Measurement on the Decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ // *Phys. Lett.* 1963. V. 7. P. 285–287.
27. *Stetz A., Carroll J., Ortendahl D., Perez-Mendez V., Igo G., Chirapatpimol N., Nasser M. A.* Determination of the Axial Form Factor in the Radiative Decay of the Pion // *Nucl. Phys. B.* 1978. V. 138. P. 285–318.

28. Bay A., Rugger D., Gabioud B., Joseph C., Loude J.F., Perroud J.P., Schori O., Steiner D., Tran M.T., van Elmbt L., Lebrun M., Martoff C.J., Truol P. Measurement of the Pion Axial Form Factor from Radiative Decay // Phys. Lett. B. 1986. V. 174. P. 445–449.
29. Piilonen L.E., Bolton R.D., Cooper M.D., Frank J.S., Hallin A.L., Heusi P., Hogan G.E., Hoffman C.M., Mariam F.G., Mischke R.E., Sandberg V.D., Williams R.A., Wilson S.L., Highland V.L., McDonough J., Grosnick D., Wright S.C., Ritter M. Unique Determination of the Form Factor Ratio in Radiative Pion Decay // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1402–1405.
30. Bolotov V.N. et al. (ISTRA Collab.). The Experimental Study of the $\pi^- \rightarrow e^- \nu \gamma$ // Phys. Lett. B. 1990. V. 243. P. 308–311.
31. Frlež E. et al. (PIBETA Collab.). Precise Measurement of the Pion Axial Form Factor in the $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ Decay // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 181804(4).
32. Bychkov M. et al. (PIBETA Collab.). New Precise Measurement of the Pion Weak Form Factors in $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ Decays // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 051802(4).
33. Bryman D.A., Depommier P., Leroy C. $\pi \rightarrow e \nu$, $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ Decays and Related Processes // Phys. Rep. 1982. V. 88. P. 151–205.
34. Poblaguev A.A. On the $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ Decay Sensitivity to a Tensor Coupling in the Effective Quark–Lepton Interaction // Phys. Lett. B. 1990. V. 238. P. 108–111.
35. Herczeg P. On the Question of a Tensor Interaction in $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ Decay // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 247–253.
36. Vaks V.G., Ioffe B.L. On $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ Decay // Nuovo Cim. 1958. V. 10. P. 342–351.
37. Feynman R.P., Gell-Mann M. Theory of Fermi Interaction // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 193–198.
38. Holstein B.R. Chiral Symmetry and Radiative Pion Decay // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 3316–3320.
39. Bijmans J., Talavera P. $\pi \rightarrow l \nu \gamma$ Form Factors at Two Loop // Nucl. Phys. B. 1997. V. 489. P. 387–404.
40. Geng C.Q., I-Lin Ho, Wu T.H. Axial Vector Form Factors for $K_{l2\gamma}$ and $\pi_{l2\gamma}$ at $O(p^6)$ in Chiral Perturbation Theory // Nucl. Phys. B. 2004. V. 684. P. 281–317.
41. Pichl H., Unterdorfer R. On the Radiative Decay // Eur. Phys. J. C. 2008. V. 55. P. 273–283.
42. Study of the $\pi \rightarrow e^+ \nu \gamma$ Decay Anomaly. Experiment at the PSI R-04-01. Villigen: Paul Scherrer Inst., 2004.
43. GEANT: Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library. Geneva, 1995.
44. Skachkov N.B. On the Predictions of Dip-Effect in Q^2 Dependence of Electromagnetic and Electroweak Form Factors of π -Meson Decay and Their Experimental Verification. arXiv:hep-ph/0206183.
45. James F., Roos M. MINUIT: Function Minimization and Errors Analysis. CERN Program Library. Geneva, 1989.
46. Donoghue J.F., Holstein B.R. Pion Transitions and Models of Chiral Symmetry // Phys. Rev. D. 1989. V. 40. P. 2378–2388.
47. Терентьев М. В. Поляризуемость π -мезона, виртуальный комптон-эффект и распад $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ // ЯФ. 1972. Т. 16, вып. 1. С. 162–173.
48. Bryman D.A. $\pi \rightarrow e \nu$ Decay: Window on the Generation Puzzle // Comments Nucl. Part. Phys. 1993. V. 21. P. 101–121.
49. Loizas W., Okamura N., Rayyan S., Takeuchie T., Wijewardhana L. C. R. NuTeV Anomaly, Lepton Universality, and Nonuniversal Neutrino Gauge Couplings // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 113004–113026.

50. Mosiero A., Paradisi R., Petronzio R. Probing New Physics through Universality in $K \rightarrow L\nu$ // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 011701.
51. <http://pen.phys.virginia.edu>
52. <http://pienu.triumf.ca>
53. Aguilar-Arevalo A. et al. (PiENU Collab.). Improved Measurement of the $\pi \rightarrow e\nu$ Branching Ratio // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 071601(5).
54. Marciano W. J., Sirlin A. Radiative Corrections to π_{l2} Decays // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 3629–3632.
55. Decker R., Finkemeier M. Short and Long Distance Effects in the Decay $\tau \rightarrow \pi\nu(\gamma)$ // Nucl. Phys. B. 1995. V. 438. P. 17–53.
56. Cirigliano V., Rosell I. Two-Loop Effective Theory Analysis of $\pi(K) \rightarrow e\bar{\nu}_e[\gamma]$ Branching Ratios // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 231801(4).
57. Britton D. I., Ahmad S., Bryman D. A., Burnham R. A., Clifford E. T. H., Kitching P., Kuno Y., Macdonald J. A., Numao T., Olin A., Poutissou J.-M., Dixit M. S. Measurement of the $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$ Branching Ratio // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 3000–3003.
58. Czapek G. G., Federspiel A., Fluckiger A., Frei D., Hahn B., Hug C., Hugentobler E., Krebs W., Moser U., Muster D. Branching Ratio for the Rare Pion Decay into Positron and Neutrino // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 17–20.
59. Anderson H. L., Fujii T., Miller R. H. Branching Ratio of the Electronic Mode of Positive Pion Decay // Phys. Rev. 1960. V. 119. P. 2050–2067.
60. Di Capua E., Garland R., Pondrom L., Strelzoff A. Study of the Decay $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$ // Phys. Rev. 1964. V. 133. P. B1333–B1340.
61. Bryman D. A., Dixit M. S., Dubois R., Macdonald J. A., Numao T., Olaniyi B., Olin A., Poutissou J. M. Measurement of the $\pi^+ \rightarrow e^+\nu$ Branching Ratio // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 1211–1221.
62. Баранов В. А., Батурицкий М. А., Ван дер Шааф А., Коренченко А. С., Коренченко С. М., Кравчук Н. П., Кучинский Н. А., Робманн П., Сидоркин В. В., Смирнов В. С., Хомутов Н. В., Шкаровский С. Н. Времяпроекционная камера для эксперимента PEN // Письма в ЭЧАЯ. 2012. Т. 9, № 2(172). С. 277–282.

Получено 15 мая 2018 г.